Photometrische Untersuchung der Lichtstreuung an molekularen und kolloiden Lösungen

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Hansischen Universität zu Hamburg

vorgelegt von

WILHELM BACKHAUS
aus Hamburg

Hamburg 1939

Genehmigt von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Hansischen Universität Hamburg auf Antrag von Prof. Dr. P. P. Koch.

Hamburg, 17. Dezember 1938.

Prof. Dr. Raethjen.
Dekan.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Druck: Hansischer Gilden-Verlag, Hamburg 11, Admiralitätstraße 33/36

MEINER MUTTER GEWIDMET

INHALTSANGABE.

Seite

Einleitung 5

Die Apparatur.

1. Die Versuchsanordnung 5
2. Die Filteranordnung 9

Die Auswertung der Aufnahmen 10

Die Streuuntersuchungen.

1. Streuung an Rohrzuckerlösung 12
2. Streuung an Mastixlösung 14

Zusammenfassung und Schlußbemerkung 16

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548123_0166

EINLEITUNG.

Über die Winkelabhängigkeit der Streuintensität bei Lichtstreuung an Molekülen und Körpern von kolloidaler Größenordnung liegen zahlreiche Rechnungen vor. Zu erwähnen sind hauptsächlich die Arbeiten von G. Mie[1] und H. Blumer[2]. Bei experimentellen Untersuchungen wurde bislang die Messung der Streuintensität in kleinen Winkeln, wegen der dabei auftretenden praktischen Schwierigkeiten, vernachlässigt. In dieser Arbeit wird der Versuch unternommen, auf experimentellem Wege Aussagen über die Streuintensität in kleinen Winkeln bei Streuung an definierten Lösungen zu erhalten.

DIE APPARATUR.

1. Die Versuchsanordnung.

Der Aufbau der Versuchsanordnung ist in Abb. 1 schematisch dargestellt.

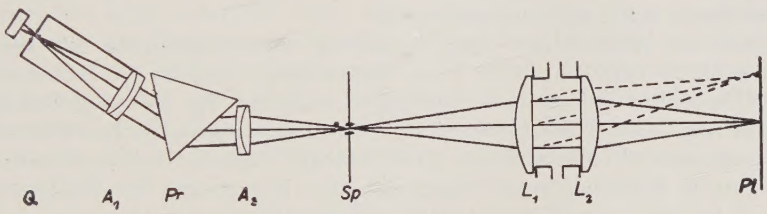

Abb. 1. Die Versuchsanordnung
(schematisch und nicht maßstäblich)

Als Lichtquelle dient eine Quarzquecksilberbogenlampe Q. Ein Quarzmonochromator, bestehend aus dem Kollimator mit dem Quarzflußspatachromaten A_1, dem Quarzprisma Pr, dem Quarzflußspatachromaten A_2 und dem Schirm mit dem runden Loch Sp, dessen Durchmesser 0,4 mm beträgt, sondert eine geeignete monochromatische Strahlung von dem Licht der Lampe aus. Das Quarzrohr des Quecksilberbogens ist so aufgestellt, daß durch den mit Blenden versehenen Kollimator nur Licht von einer gleichmäßig hell leuchtenden Fläche gelangt. Von dem Quecksilberspektrum wurden für die vorliegenden Zwecke die Strahlungen mit den Wellenlängen 2536 Å, 3650 Å und 5461 Å benutzt.

Das Loch Sp wird durch die beiden plankonvexen Quarzglaslinsen L_1 L_2 auf der photographischen Platte Pl abgebildet. Dieses Bild wollen wir als Zentralfleck bezeichnen. Zwischen L_1 L_2 verlaufen die Strahlen parallel. Die Berandungen der Linsen sind mit den planen Seiten auf einen 1 cm breiten Glasring gekittet. Der Glasring bildet zusammen mit den Linsen die Küvette, die mit der zu untersuchenden Lösung gefüllt wird. Die Linsen L_1 L_2 wurden besonders sorgfältig poliert (von der Firma I. D. Möller in Wedel), damit das an den Linsen gestreute Licht möglichst gering ausfällt. Das an der Lösung und an den Linsen gestreute Licht wird auf der photographischen Platte als Hof um den Zentralfleck abgebildet.

In Abb. 1 ist durch Strichelung Streulicht angedeutet, das in der Zeichenebene unter einem bestimmten Winkel α gestreut wird. Mit wachsendem α wird dieses Streulicht durch die Linse L_2 nicht mehr auf, sondern kurz vor der Platte abgebildet. Für die spätere Auswertung der photographischen Aufnahmen ist es von Bedeutung zu wissen, von welchem Winkel α ab die Abbildung des Streulichtes merklich unscharf wird. Es muß also ermittelt werden, wie groß der Winkel ist, unter dem ein auf die Linse L_2 fallendes paralleles Strahlenbündel gerade noch scharf abgebildet wird. Dazu wurde gemessen, um welchen Winkel man die optische Achse der Linse L_2 gegen die Achse des gesamten Systems drehen kann, bis der Zentralfleck anfängt merklich unscharf zu werden. Dieses war etwa bei 7,5° der Fall; das entspricht am Plattenort einem Abstand von 3 cm vom Zentralfleck. Dadurch ist gefunden, daß der Streuhof bis zu einer Entfernung von 3 cm vom Zentralfleck noch gut auswertbar ist.

Bei der Wellenlänge 5461 Å beträgt die Brennweite der beiden Linsen L_1 L_2 22,9 cm. Für diese Wellenlänge wurde die Brennweite durch optisches Fokussieren gefunden, während bei den Wellenlängen 2536 Å und 3650 Å die Brennweiten durch photographisches Fokussieren bestimmt werden mußten. Das Strahlenbüschel wird bereits durch Blenden im Kollimatorrohr eingeengt. Bei Benutzung der Wellenlänge 5461 Å beträgt sein Durchmesser im Küvetteninneren 2,0 cm.

Die hier benutzte Anordnung hat gegenüber solchen ohne Linsen den Vorzug, sehr lichtstark zu sein. Die Belichtungszeiten betrugen meistens nur einige Minuten. Es ist aber zu beachten, daß bei einer solchen Anordnung ein Teil des Lichtes an den Linsen reflektiert wird. Das gesamte Reflexlicht, das zweimal an den Küvettenlinsen reflektiert wird, kann das Streulicht in großem Maße verfälschen. Zur Abkürzung wollen wir dieses Licht als Reflexion zweiter Ordnung bezeichnen. Die Reflexionen vierter, sechster Ordnung usw. sind zu vernachlässigen, da ihre Intensitäten zu gering sind. Ursprünglich war eine andere Anordnung getroffen, bei der sich die schädlichen Reflexionen besonders störend auswirkten. Die beiden Quarzglaslinsen L_1 L_2 dienten als Kondensorlinsen. Ihre beiden konvexen Seiten waren (nicht wie in Abb. 1 gezeichnet) einander zugekehrt, damit die sphärische Aberration möglichst gering ausfällt. In den parallelen Strahlengang zwischen

diesen Linsen wurde eine Küvette gestellt, die die zu untersuchende Lösung enthielt. Die Küvette bestand aus einem Glasring, auf dessen Vorder- und Rückseite zwei ebene Quarzplatten gekittet wurden. Bei dieser Anordnung waren also zwischen dem Spalt und der photographischen Platte acht optische Trennungsflächen. Insgesamt wurden durch diese Trennungsflächen 28 Reflexionen zweiter Ordnung hervorgerufen. Sechs davon entstanden durch Reflexion innerhalb der ebenen Küvettenwände. Dieses Licht trifft also parallel auf die Linse L_2, durch die es dann im Zentralfleck gesammelt wird. Die Intensitäten der übrigen 22 Reflexionen sind auf kleinen Kreisflächen, deren Mittelpunkt der Zentralfleck ist, verteilt. Es zeigte sich, daß die Gesamtintensität dieses reflektierten Lichtes größer als die zu messende Streuintensität ist.

Bei der jetzigen Apparatur ist dieser Nachteil völlig vermieden. Die planen Quarzglasplatten wurden aus der Anordnung herausgenommen. Die Linsen L_1 L_2 hatten die Aufgabe, Küvettenwände zu bilden, mitzuübernehmen. In diesem Falle ist die sphärische Aberration etwas größer, sie ruft aber dennoch keine Fehler hervor. Ihr Einfluß wird sich aber später bei der Vermessung des Zentralflecks bemerkbar machen. An Hand der Abb. 1 erkennt man leicht, daß hier nur noch sechs Reflexionen zweiter Ordnung auftreten. Davon fällt eine in den Zentralfleck. Bezüglich dieser Reflexion wirken die konvexen Seiten der Linsen jetzt wie Hohlspiegel, die das reflektierte Licht sammeln. Kurz hinter der Linse L_2 wird das Licht jeder Reflexion zweiter Ordnung in jeweils einem Punkt auf der optischen Achse vereinigt. Diese Lichtpunkte kann man als reelle Spiegelbilder des Loches im Schirm bezeichnen. Bei Benutzung von sichtbarem Licht konnten die Spiegelbilder auf einer Mattscheibe beobachtet werden. Es ist genau durchgerechnet worden, auf welche Kreisflächen die Intensitäten dieser Reflexionen am Plattenort verteilt sind. Ihre Durchmesser betragen etwa 11 cm. Außerdem wurde mit der Fresnelschen Formel

$$J_r = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2$$

die Intensität der Reflexionen berechnet. Die Rechnung ergab, daß bei der jetzigen Anordnung der Einfluß der Reflexionen gegenüber der Streuintensität eine völlig zu vernachlässigende Größe ist. Dieses Ergebnis ist darauf zurückzuführen, daß die Gesamtintensität der Reflexionen zweiter Ordnung gering ist, und daß diese Intensität am Plattenort auf eine große Fläche verteilt ist.

Da die Intensität der Lichtstreuung sehr stark wellenlängenabhängig ist, wurde die aus dem Monochromator austretende Strahlung noch auf ihre monochromatische Reinheit untersucht. Dazu ist das durch Sp gelangende Licht in einem Quarzspektrographen aufgenommen worden. Es zeigte sich dabei, daß die jeweils benutzte Spektrallinie noch durch Licht anderer Wellenlängen überlagert war. Mehrere Aufnahmen mit dem Spektrographen, deren Belichtungszeiten sich wie 1 : 1000 ver-

hielten, ließen abschätzungsweise erkennen, daß die Intensität der unerwünschten Wellenlängen weniger als 1‰ der Gesamtstrahlung betrugen. Die Strahlung konnte deshalb als praktisch monochromatisch betrachtet werden.

Die Beleuchtungsstärke im Zentralfleck ist wesentlich größer als die Beleuchtungsstärke im Streuhof. Um den Zentralfleck und das Streulicht gleichzeitig photometrieren zu können, mußte die Beleuchtungsstärke des Zentralflecks in geeigneter Weise geschwächt werden. Bei Benutzung der Wellenlängen 5461 Å und 3650 Å wurden in den Zentralstrahl dicht vor die Platte einige schmale Rauchglasstreifen gestellt, die diesen durch Absorption schwächten. Das Durchlässigkeitsvermögen der Rauchgläser $D = \frac{J_D}{J_o}$ (J_o bedeutet die auf das Rauchglas fallende, J_D die hindurchgehende Intensität) für beide Wellenlängen war bereits mehrfach von anderer Seite mit einer Apparatur gemessen, die aus einem Quarzdoppelmonochromator, einem Galvanometer und einer Thermosäule bestand. Den reziproken Wert vom Gesamtdurchlässigkeitsvermögen wollen wir als den Schwächungsfaktor k bezeichnen. Bei der Wellenlänge 5461 Å hatten die Rauchgläser den Schwächungsfaktor k = 37 070, die bei der Wellenlänge 3650 Å verwendeten Rauchgläser hatten den Schwächungsfaktor k = 45 710.

Bei der Wellenlänge 2536 Å ließ sich kein geeigneter Absorber finden. Zunächst wurden mit einem Mikroskopdeckgläschen als absorbierendes Medium Versuche gemacht. An früherer Stelle ist auseinandergesetzt worden, daß das verwendete Licht nicht rein monochromatisch ist, sondern von etwa 1‰ Licht anderer Wellenlängen überlagert ist. Das überlagerte langwelligere Licht durchläuft das Deckgläschen fast ungeschwächt, während das Licht der Wellenlänge 2536 Å sehr stark geschwächt wird. Die Absorption ist so sehr selektiv, daß in dem gesamten hindurchgehenden Licht nur ein kleiner Bruchteil von der Wellenlänge 2536 Å vorhanden ist.

Die vorliegende Schwierigkeit ist dadurch beseitigt worden, daß der Zentralstrahl in diesem Falle durch Reflexion an Glas geschwächt wurde, da das Reflexionsvermögen von Glas nur sehr wenig wellenlängigabhängig ist. Dicht vor der Platte stand eine Anordnung von drei Spiegeln aus Glas, an denen der Zentralstrahl reflektiert wurde, bevor er auf die Platte traf. Die Einfallswinkel waren dabei der Reihe nach 45°, 60° und 30°. Der Brechungsindex n des Spiegelglases wurde ermittelt aus einer Reflexionsmessung bei senkrechtem Einfall mit der oben erwähnten Doppelmonochromatorapparatur. Es ergab sich n = 1,543 (für $\lambda = 2536$ Å). Aus n und den obigen drei Einfallswinkeln konnte mit Hilfe der Fresnelschen Formeln der Schwächungsfaktor k bestimmt werden. In diesem Falle hatte der Schwächungsfaktor den Wert k = 1572. Die Beleuchtungsstärke des Zentralflecks wurde außerdem noch dadurch auf etwa das fünfzehnfache geschwächt, daß der Zentralstrahl bei der mehrfachen Reflexion verbreitert wurde und auf der Platte einen elliptischen Fleck erzeugte, dessen Fläche 28,8 mm² beträgt.

2. Die Filteranordnung.

Für die Reinigung der zu den Streuuntersuchungen verwendeten molekularen Lösung kamen nur Filter in Frage. Es war von großer Bedeutung, einen möglichst hohen Reinheitsgrad zu erzielen. Deshalb sind die von Bechold für die sogenannte Ultrafiltration angegebenen Eisessig-Kollodiumfilter für die vorliegenden Zwecke verwendet worden. Die Ultrafeinfilter und die benutzte Filtriereinrichtung wurden von der Membranfilter G. m. b. H. Göttingen bezogen. (Siehe auch den Katalog dieser Firma.) Die Filter sind so feinporig, daß die Lösung durch sie hindurchgepreßt werden muß. Dieses kann geschehen, indem oberhalb der zu filtrierenden Lösung der Luftdruck durch Preßluft erhöht wird, oder indem der Raum unter dem Filter evakuiert wird. Das Arbeiten mit Preßluft ist nicht geeignet, weil die Lösung dabei Luft okkludiert, die dann die Streuuntersuchung stört. Es wurde deshalb mit Unterdruck filtriert. Zunächst bestand die Absicht, die Filtriereinrichtung unmittelbar an die mit Zu- und Abfluß versehene Küvette anzuschließen. Das Zuflußrohr war mit der Filtriereinrichtung verbunden, das Abflußrohr mit einem durch eine Wasserstrahlpumpe evakuierten Gefäß. Es zeigte sich aber, daß die so konstruierte Ein-

Abb. 2. Die Filteranordnung

richtung unbrauchbar war, da sich in der filtrierten Lösung größere Luftblasen bildeten, und da die Kittungen der Linsen durch das Evakuieren rissen. Die Anordnung wurde vielfach umgeändert, es war aber nicht zu erreichen, obige Mängel abzustellen. Deshalb mußte darauf verzichtet werden, die Filtriereinrichtung mit der Küvette zu verbinden. Die Filtriereinrichtung wurde nun an einem Exsikkator angeschlossen (vgl. Abb. 2).
Sobald der Exsikkator durch eine Wasserstrahlpumpe evakuiert wird, fließt die Lösung durch das Filter in den Exsikkator, wo sie in einem besonders hierfür hergestellten Gefäß aufgefangen wird. Die Küvette wurde mehrfach mit der Lösung durchgespült, bevor sie endgültig mit ihr gefüllt wurde. Selbstverständlich wurden auch die Filtrieranordnung und das Auffangegefäß vor jeder Benutzung gründlichst gereinigt.

DIE AUSWERTUNG DER AUFNAHMEN.

Der Zentralstrahl und der Lichthof des Streulichtes erzeugen auf der photographischen Platte Schwärzungen. Diese Schwärzungen wurden mit dem Mikrophotometer nach Koch und Goos gemessen. Die Umwertung der Schwärzungen in relative Beleuchtungsstärken geschah mittels Intensitätsmarken. Die Schwärzungskurve, die die funktionale Abhängigkeit zwischen der Schwärzung und der relativen Beleuchtungsstärke darstellt, wird dadurch erhalten, daß eine mit monochromatischer Strahlung beleuchtete Sektorscheibe vor einer photographischen Platte rotiert. Auf der Platte entstehen dann Schwärzungen von verschiedenen Abstufungen, die mit dem Photometer gemessen werden. Die zugehörigen Beleuchtungsstärken verhalten sich wie die Winkel der Sektorscheibe. Wird die Aufnahme für die Schwärzungskurve in der gleichen Weise hergestellt, wie die Aufnahme des Streueffektes, nämlich mit gleicher Plattensorte, Licht gleicher Wellenlänge, gleicher Belichtungszeit, und bei gleichzeitiger Entwicklung in demselben Entwicklerbad, dann können die Schwärzungen des Streueffektes mit der erhaltenen Schwärzungskurve in relative Beleuchtungsstärken umgewertet werden.

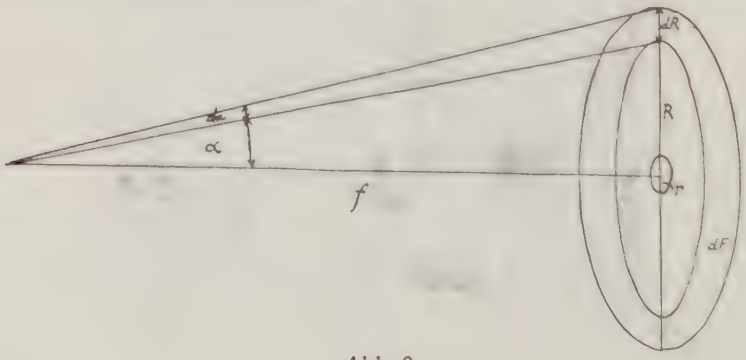

Abb. 3.

Der Streueffekt ist radialsymmetrisch. Bekannt ist jetzt durch Messung der Schwärzung und Umrechnung mit den Intensitätsmarken die relative Beleuchtungsstärke E^{α}_{Str} unter den verschiedenen Streuwinkeln α. Zu jedem Winkel α gehört auf der Platte ein Abstand R vom Zentralfleck (vgl. Abb. 3).
Lassen wir α um $d\alpha$ wachsen, so vergrößert sich R um dR. Der räumliche Winkel $d\alpha$ schneidet aus der Platte eine Ringzone heraus, deren Fläche $dF = 2\pi RdR$ beträgt. Wir multiplizieren diese Fläche mit der relativen Beleuchtungsstärke E^{α}_{Str} an den Orten der Fläche, um den Lichtstrom $d\Phi^{\alpha}_{Str}$ der Streustrahlung zu erhalten, die unter den Winkel α in die Ringzone dF mit dem Öffnungswinkel $d\alpha$ gestreut wird. Es ist also $d\Phi^{\alpha}_{Str} = E^{\alpha}_{Str} \cdot dF = E^{\alpha}_{Str} \cdot 2\pi R\, dR$. Ist f die Brennweite der Linse L_2, so ist, da die Platte in der Brennebene von L_2 steht, $R = f \cdot tg\,\alpha$ und $dR = f \cdot \frac{1}{\cos^2\alpha}\, d\alpha$. Dann wird $d\Phi^{\alpha}_{Str} = E^{\alpha}_{Str} \cdot 2\pi f^2 \cdot \frac{tg\alpha}{\cos^2\alpha}\, d\alpha$.
Um nun die Auswertung von mehreren Aufnahmen miteinander vergleichen zu können, muß man den Lichtstrom $d\Phi^{\alpha}_{Str}$ auf einen einheitlichen Lichtstrom der ungeschwächten Zentralstrahlung Φ_Z beziehen. Wir bilden dazu bei jeder Auswertung das Verhältnis $\frac{d\Phi^{\alpha}_{Str}}{\Phi_Z}$. Bei der Bestimmung von Φ_Z zeigte sich nun, daß die Beleuchtungsstärke im Zentralfleck nicht konstant ist. Die erhaltenen Schwärzungen sind wegen der sphärischen Aberration der Linsen L_1 L_2 im Mittelpunkt des Flecks am größten und fallen nach dem Rande gleichmäßig ab. Zur Vermessung dieser Schwärzungen wurde längs vier verschiedener Durchmesser des Zentralfleckes photometriert. Der Spalt des Registrierphotometers wurde dabei so eng gewählt, daß sich eine Rayleighsche Spaltkorrektion erübrigte. Der Lichtstrom Φ_Z der ungeschwächten Zentralstrahlung berechnet sich formal durch: $\Phi_Z = 2\pi k \int_0^r E^{\varrho}_Z \cdot \rho \cdot d\rho$
Darin bedeutet E^{ϱ}_Z die Beleuchtungsstärke im Zentralfleck im Abstand ρ vom Mittelpunkt des Zentralflecks; k ist der Schwächungsfaktor der Rauchgläser.

Zur praktischen Bestimmung von Φ_Z wurde der Zentralfleck bei den Aufnahmen mit den Wellenlängen 3650 Å und 5461 Å in eine genügend große Anzahl von Ringzonen aufgeteilt. Durch die vorangegangene Photometrierung des Fleckes ist an acht Stellen jeder Ringzone die Beleuchtungsstärke bekannt. Diese acht Werte unterschieden sich stets nur so wenig, daß die Berechtigung bestand, ihr Mittel in der Ringzone als Mittelwert der Beleuchtungsstärken dieser Ringzone der Rechnung zugrunde zu legen. Für jede Ringzone wird der auf sie fallende Lichtstrom gefunden, indem das Produkt aus ihrer Fläche und

der mittleren Beleuchtungsstärke gebildet wird. Die Summe der Lichtströme für alle Ringzonen multipliziert mit dem Schwächungsfaktor k ergibt Φ_Z. Der elliptische Zentralfleck bei den Aufnahmen mit der Wellenlänge 2536 Å wird in elliptische Zonen aufgeteilt. Bei der Bestimmung von Φ_Z wird dann in entsprechender Weise verfahren wie bei den vorher behandelten kreisförmigen Zentralflecken.

Das gesuchte Verhältnis wird dann:

$$\frac{d\Phi^{\alpha}_{Str}}{\Phi_Z} = \frac{E^{\alpha}_{Str} \cdot f \cdot R}{k \cdot \cos^2\alpha \int_0^r E^{\varrho}_Z \cdot \rho \cdot d\rho} \, d\alpha.$$

und wegen $\cos^2\alpha = \frac{f^2}{R^2+f^2}$

$$\frac{d\Phi^{\alpha}_{Str}}{\Phi_Z} = \frac{E^{\alpha}_{Str} \cdot R \cdot (R^2+f^2)}{k \cdot f \cdot \int_0^r E^{\varrho}_Z \cdot \rho \cdot d\rho} \, d\alpha$$

In den Kurven der Abb. 4 und Abb. 5 sind die Werte für $\frac{d\Phi^{\alpha}_{Str}}{\Phi_Z}$ als Funktion von R aufgetragen. Für die Berechnung der Ordinaten ist $d\alpha = 1$ gesetzt (Bogenmaß). $d\Phi^{\alpha}_{Str}$ wird also gebildet, indem die Beleuchtungsstärke E^{α}_{Str} an den Stellen der Platte, die vom Zentralfleck die zu α gehörige Entfernung R haben, multipliziert wird mit der Fläche der Ringzone, deren innerer Radius gleich R ist und die von $d\alpha$ aus der Platte ausgeschnitten wird.

DIE STREUUNTERSUCHUNGEN.

1. Streuung an Rohrzuckerlösung.

Der verwendete Zucker ($C_{12}H_{22}O_{11}$) war der chemisch reinste käuflich zu erhaltende Rohrzucker (bezogen von der Firma Merck in Darmstadt). 100 g Zucker wurden in 80 g durch Destillation und Filtration gereinigtem Wasser gelöst. Die Konzentration der Lösung betrug also 55,5% (Gewichtsprozent). Die Lösung wurde mehrfach filtriert. Durch die Filtration wurde die Konzentration der Lösung nicht geändert, wie durch Messung mit dem Saccharimeter festgestellt werden konnte.

Bei den erhaltenen Aufnahmen fiel auf, daß in der Nähe des Zentralflecks die Schwärzungen auf der Platte besonders groß sind. Zur näheren Untersuchung dieser Erscheinung wurde die mit der Lösung gefüllte Küvette in ein schmales, paralleles Strahlenbündel einer Bogenlampe gestellt. Beobachtet man das Streulicht hinter der Küvette in kleinen Winkeln zur Zentralstrahlung, so bemerkt man, daß insgesamt vier Arten von Streuungen zu unterscheiden sind.

1. Die Streuung an der Lösung.
2. Eine geringe Streuung am Quarz der Linsen.
3. Die Streuung an Teilchen auf den Linsenoberflächen, die noch einzeln zu erkennen sind. Abkürzend soll diese Streuung als Schmutzstreuung bezeichnet werden.
4. Die Streuung an kleineren Teilchen auf den Linsenoberflächen, die nicht mehr einzeln zu unterscheiden sind. Diese Streuung wollen wir zur Abkürzung Küvettenstreuung nennen.

Die Teilchen auf den Linsenoberflächen konnten trotz äußerst sorgfältiger Behandlung der Linsen nicht vollkommen entfernt werden. Die groben Teilchen streuen das Licht hauptsächlich in kleine Winkel zur ursprünglichen Lichtrichtung (Mie-Effekt[3]). Daraus ergibt sich, daß die großen Schwärzungen in unmittelbarer Nähe des Zentralflecks hauptsächlich von Licht herrühren, das an den groben Teilchen auf den Linsenoberflächen gestreut ist. Die gewonnenen Aufnahmen wurden daher erst ab 4 mm vom Zentralfleck ausgewertet.

Ursprünglich war beabsichtigt, die schädliche Streuung an den Linsen, also Schmutzstreuung, Küvettenstreuung und die Streuung am Quarz zusammengenommen, zu eliminieren, indem von der Streuung an Zuckerlösung die Streuung abgezogen werden sollte, die unter sonst gleichen Versuchsbedingungen bei reinem Wasser als Küvetten-

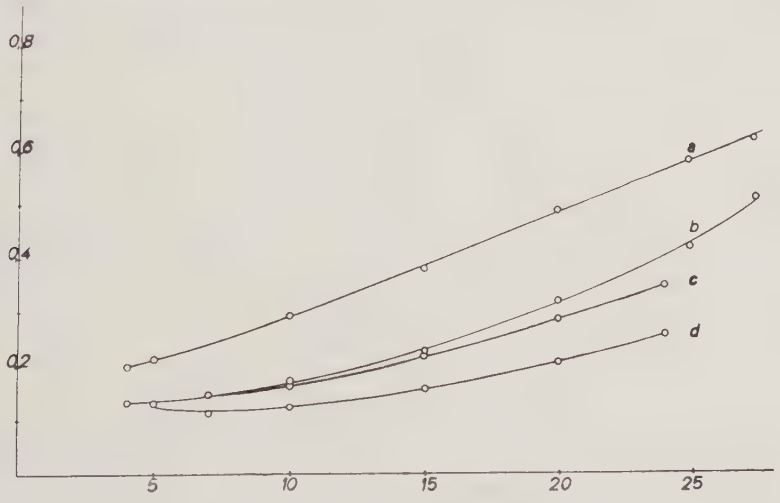

Abb. 4. Die Ordinate bedeutet das Verhältnis $\frac{d\Phi^{\alpha}_{Str}}{\Phi_Z}$, *die Abszisse bezeichnet den Abstand R vom Zentralfleck in mm.*

a) Streuung an Wasser bei 2536 Å
b) Streuung an Zucker bei 2536 Å
c) Streuung an Wasser bei 3650 Å
d) Streuung an Zucker bei 3650 Å

inhalt erzeugt wird. Es sollte also gemessen werden, um wieviel größer die Streuintensität ist, wenn das Wasser durch eine wäßrige Rohrzuckerlösung ersetzt wird. Die erhaltenen Kurven von Abb. 4 zeigen nun das unerwartete Ergebnis, daß der Streueffekt bei Wasser als Küvetteninhalt größer ist, als bei der Zuckerlösung.
Zunächst wurde vermutet, daß dieses merkwürdige Verhalten darauf zurückzuführen sei, daß die schädlichen Reflexionen an den Linsen L_1 L_2 einen Fehlereinfluß hervorrufen. Der Brechungsindex der Zuckerlösung unterscheidet sich beträchtlich von dem des Wassers. Mithin ist nach der Fresnelschen Formel für senkrechte Inzidenz auch die Intensität des an den inneren Linsenflächen reflektierten Lichtes in beiden Fällen voneinander verschieden. Die hierauf angestellte Rechnung ergab, wie schon an früherer Stelle erwähnt, daß der Einfluß der Reflexionen überhaupt völlig vernachlässigt werden kann. Die Differenz der in beiden Fällen reflektierten Intensitäten kann also erst recht keinen merklichen Fehler hervorrufen.

Die Intensität des an einem Körper gestreuten Lichtes hängt nun u. a. von dem Brechungsindex desjenigen Mediums ab, in das der Körper eingebettet ist, und zwar ist die Lichtstreuung um so größer, je mehr sich der Brechungsindex des streuenden Teilchens von dem des umgebenden Mediums unterscheidet[4]. Die Linsen L_1 L_2 sind, wie erwähnt, nicht völlig frei von Teilchen, die das Licht streuen. Das gilt natürlich auch für die ebenen Seiten der Linsen, die im Innenraum der Küvette liegen. In einem Falle sind diese Linsenseiten in Zuckerlösung eingebettet, im anderen Falle in Wasser. Der Brechungsindex von Zuckerlösung ist größer als der von Wasser. Unterscheidet sich der Brechungsindex der streuenden Teilchen auf den ebenen Linsenseiten mehr von dem des Wassers als von dem der Zuckerlösung, so ist die Schmutzstreuung und Küvettenstreuung bei Wasser als Küvetteninhalt größer als bei Zuckerlösung. Hierzu wurde der oben beschriebene Versuch, bei dem die Küvette von einem schmalen Bündel paralleler Lichtstrahlen einer Bogenlampe durchstrahlt wird, wiederholt; und zwar war die Küvette einmal mit Zuckerlösung und einmal mit Wasser gefüllt. Es war zu erkennen, daß die Streuung an den ebenen Linsenseiten bei Wasser als Küvetteninhalt größer ist als bei Zuckerlösung.

Der Versuch, die Streuintensität des an molekularer Lösung gestreuten Lichtes in der Nähe der ursprünglichen Lichtrichtung zu messen, gelingt also nicht, weil die Fehlereinflüsse nicht eliminiert werden können. Es ist aber jedenfalls das Ergebnis gefördert, daß die Intensität des an Wasser und an Zuckerlösung gestreuten Lichtes höchstens so groß ist, wie in den Kurven der Abb. 4 angegeben ist.

2. Streuung an Mastixlösung.

Die Versuche wurden dann an einer kolloiden Mastixlösung fortgesetzt. Die Streuung ist an Kolloiden wesentlich größer als an Molekülen. Die Küvettenstreuung ist also in diesem Falle klein gegen die

zu messende Streuung. Die Rechnungen von Mie und Blumer zeigen außerdem den schon erwähnten Mie-Effekt, der besagt, daß bei der Lichtstreuung innerhalb gewisser Grenzen das Licht um so mehr in kleinere Winkel gestreut wird, je größer die streuenden Teilchen sind. Hinzu kommt noch, daß sich der Brechungsindex der verdünnten wäßrigen kolloiden Lösung praktisch nicht vom Brechungsindex des Wasses unterscheidet. Die Streuung bei reinem Wasser als Küvetteninhalt kann also von der bei kolloider Lösung als Fehlereinfluß abgezogen werden. Die Differenz ergibt dann die Streuung, die von den Kolloiden herrührt. Aus diesen Gründen und wegen der schon früher erwähnten Tatsache, daß die Reflexionen an den Küvettenwänden bei dieser Anordnung keinen Einfluß hervorrufen, ist die entwickelte Versuchseinrichtung ganz besonders geeignet, die Streuintensität in Lichtrichtung an verdünnten kolloiden Lösungen einwandfrei zu messen.

Die untersuchte Lösung ist in folgender Weise hergestellt worden. 2 g Mastix wurden in 10 g absolutem Alkohol gelöst. 1 g dieser alkoholischen Mastixlösung wurde weiter in 3000 g Wasser gelöst. Diese Lösung sieht bei einer Schichtdicke von 1 cm kaum merklich getrübt aus. Zu den Streuuntersuchungen ist Licht der Wellenlängen 2536 Å und 5461 Å benutzt worden. Von den Streuintensitäten wurden die Schmutzstreuung, Küvettenstreuung und Quarzstreuung, erhalten durch Aufnahmen mit reinem Wasser, abgezogen. In Abb. 5 sind die Ergebnisse der Untersuchungen dargestellt.

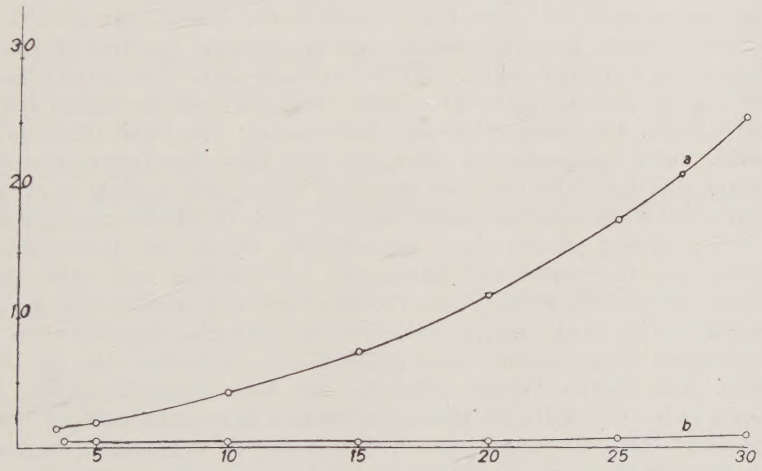

Abb. 5. Die Ordinate bedeutet wiederum $\frac{d\Phi^{\alpha}_{Str}}{\Phi_Z}$, *die Zahlen der Abszisse bezeichnen den Abstand R vom Zentralfleck in mm. Kurve a zeigt die Streuung an Mastix bei der Wellenlänge 2536 A, Kurve b jene bei der Wellenlänge 5461 A.*

Abb. 5 zeigt die große Wellenlängenabhängigkeit der Lichtstreuung.

ZUSAMMENFASSUNG
und
SCHLUSSBEMERKUNG.

1. Es wurden die experimentellen Schwierigkeiten aufgezeigt, die bei der Messung der Lichtstreuung in Lichtrichtung auftreten.

2. Für diese Untersuchungen wurde eine Meßanordnung entwickelt, bei der der Einfluß schädlicher Reflexionen vermieden ist.

3. Diese Anordnung ist geeignet, die Streuung in Lichtrichtung an verdünnten kolloiden Lösungen sehr genau zu messen.

Die Kenntnis der Lichtstreuung an kolloiden Lösungen hat gelegentlich für den Kolloidchemiker Interesse (siehe z. B. A. Kuhn, Kolloidchemisches Taschenbuch, Leipzig 1935). Es soll deshalb zum Schluß noch auf eine Verbesserungsmöglichkeit für die Versuchsanordnung hingewiesen werden. Mißt man die Streuintensität nicht nur als Funktion des Streuwinkels, sondern auch als Funktion der ursprünglich einfallenden Lichtintensität, so ist bei gleichzeitiger Photometrierung von Streu- und Zentralstrahlung eine Schwächung des Zentralstrahls notwendig. Die Herstellung von Einrichtungen, die das Licht in geeignetem Maße schwächen, ist oft langwierig. Zudem ist die Messung des Schwächungsfaktors k mit einem großen Aufwand verbunden. Dieses kann auf folgendem Wege umgangen werden. Die photographische Platte wird durch einen Film ersetzt, der dort, wo er vom Zentralstrahl getroffen würde, mit einem zwei bis drei Millimeter breiten Loch versehen wird. Bei Belichtung trifft nur Streulicht auf den Film, der Zentralstrahl durchsetzt das Loch und divergiert auf der anderen Seite. In genügend großer Entfernung vom Film (für die vorliegende Versuchsanordnung etwa 120 cm) fällt die Zentralstrahlung auf einen zweiten Film (von der gleichen Sorte) und erzeugt dort einen großen Zentralfleck (Durchmesser etwa 10 cm). Die Beleuchtungsstärke des Zentralflecks ist also hier geschwächt, indem die Intensität der Zentralstrahlung wegen der Divergenz des Lichtes auf eine große Fläche verteilt wird. Beide Filme müssen natürlich gleichzeitig in demselben Entwicklerbad entwickelt werden. Die Photometrierung und Vermessung dieses großen Zentralflecks ist einfacher als die eines kleinen. Ein kleiner Fehler kann bei der hier vorgeschlagenen Einrichtung auftreten, falls die photochemischen Eigenschaften der beiden Filme nicht völlig übereinstimmen. Um dieses zu vermeiden, muß man beide aus einem größeren Film herausschneiden. Es ist offenbar, daß sich in diesem Falle der Schwächungsfaktor k auch wesentlich genauer bestimmen läßt. Damit ist dann auch der Wert von $\frac{d\Phi^{\alpha}_{Str}}{\Phi_Z}$ genauer angebbar.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Hansischen Universität in Hamburg ausgeführt. Von den Herren Prof. Dr. Koch, Prof. Dr. Goos und Dr. David erhielt ich beim Aufbau der Apparatur und bei der Durchführung der Messungen viele Anregungen und Ratschläge. Hierfür möchte ich an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aussprechen.

LITERATUR-VERZEICHNIS.

1. *G. Mie,* Annalen der Physik 1908, Bd. 25, S. 377.
2. *H. Blumer,* Zeitschrift für Physik 1925, Bd. 32, S. 119, und 1926, Bd. 38, S. 304.
3. *R. Gans,* Handbuch der Experimentalphysik, Bd. 19.
4. Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik, Bd. 8, Teil II, S. 8.

LEBENSLAUF.

Am 26. Juli 1911 wurde ich, Wilhelm Backhaus, als Sohn des Lehrers Wilhelm Backhaus und seiner Ehefrau Alma, geb. Schult, zu Hamburg geboren. Mein Vater fiel am 4. April 1918. Von 1918 bis 1922 besuchte ich in Hamburg die Seminarschule, Wallstraße, von 1922 bis 1927 die Realschule vor dem Lübecker Tor. 1927 verzog meine Mutter nach Bergedorf. Hier besuchte ich die Oberrealschule, an der ich 1931 die Reifeprüfung ablegte. Vom Sommersemester 1931 bis zum Sommersemester 1935 studierte ich in Tübingen und Hamburg hauptsächlich Physik und Mathematik. Im Sommersemester 1936 begann ich im Physikalischen Staatsinstitut der Hansischen Universität vorliegende Arbeit.